621.867.8 : 621.6.035

粒体空気輸送における分流特性の研究 (第1報)*

新津 靖**, 後藤清市***, 富岡 節****

Researches on Divided Flow Characteristics in Conveying Particles by Air Stream (1st Report)

by Yasushi NITSU, Seiichi GOTŌ, and Takashi TOMIOKA

In all the designs of air transport ducts, it is necessary to know the divided-flow characteristics when particles are flowed by air streams from a main duct to branch ducts. Then, in this report, we flowed particles through the rectangular air duct installed horizontally and studied the divided-flow characteristics between particles and air. As a result, the following conclusions have been reached :

- i) When particles are to be conveyed from a horizontal main duct to branch ducts, we can hardly attain our object of the divided-flow by air regulation alone, unless we install a damper at the take-offs of a duct.
- ii) If we install a damper at the take-offs of a duct and use together with the control of the air flow rate, we can regulate comprehensively the flow rate of particles.
- iii) We got a damper angle offering maximum divided-flow rate of particles for a given air flow, and showed experimental formulae concerning the damper angle and the divided-flow rate of particles.

1. 緒 言

著者は分岐管の設計研究に関連して、分岐部の抵抗係数を知る必要上二、三のものについて実験を行ったが⁽¹⁾、粒体の空気輸送においてもクラークチャップマン式微粉炭燃焼装置におけるように、空気流によって輸送本管から支管へ粒体を分流させる場合がある。しかしこのような粒体分流の特性に関する報告はないようである。空気輸送の総合計画のうちには、このような特性を知る必要が生ずることもあると考え、本報では水平面内に置かれた長方形輸送本管内に粒体を流し、粒体と空気の分流特性を調べ、その結果の一部に対して数式表示を試みた。

2. 粒体輸送に関する考察

粒体の分流特性を調べるに当たって必要なことは、粒体が確実に輸送されている状態のもとで実験を行うことであるが、一般に空気コンベヤにおける風送速度は、粒体の種類、混合比、輸送管路の距離および直径等の条件によって異なる。

従来低圧輸送の場合には風送速度を 15~25 m/s くらい⁽²⁾にとっているが、輸送条件によって経済的風送速度が異なるので、まずこの点について考察してみる。

一般に輸送中における混合流体の圧力損失 Δp は定速状態においてつぎのように表わされる。

$$\Delta p = \frac{1}{Q_a} \left\{ \zeta_a \frac{G_p}{2g} u_a^2 + G_p \frac{L}{\varphi \cdot u_a} u_m + \lambda_p \frac{L}{D} \frac{G_p}{2g} u_a^2 + C \frac{G_p}{2g} u_a^2 + \lambda_a \frac{L}{D} \frac{G_a}{2g} u_a^2 + \frac{G_a}{2g} u_a^2 \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、

Q_a = 空気流量 m^3/s

G_p, G_a = 粒体および空気の流量 kg/s

u_p, u_a = 粒体および空気の平均速度 m/s

u_m = 粒体の終速度 m/s

ζ_a = 粒体の速度エネルギー損失係数

φ = 粒体の速度係数 $\left(= \frac{u_p}{u_a} \right)$

λ_p, λ_a = 流体とみなした粒体および空気の摩擦係数

C = 粒体の衝突による損失係数

L, D = 輸送本管の長さおよび直径 m

(1) 式において、 λ_p と C の値を別々に実験で求め

* 昭和 32 年 3 月 20 日 関西支部第 32 期定時総会講演会において講演，原稿受付 昭和 33 年 11 月 12 日。

** 正員，大阪大学工学部(大阪市都島区東野田町)。

*** 正員，神戸商船大学。

**** 正員，海技専門学院。

ることは不可能であるから、この点で上式は実用性に乏しい。

しかしながら低圧輸送の場合のように、風送速度が比較的小さく、混合比もあまり大きくない場合には、これらの値に関係する圧力損失がおもに摩擦損失として与えられるものと考え、

$$\left(\lambda_p \frac{L}{D} + C\right) \frac{G_p}{2g} u_a^2 = \lambda_{p0} \frac{L}{D} \frac{G_p}{2g} u_a^2$$

と表わせば、(1) 式が十分実用性をもってくる。

このような粒体の摩擦係数 λ_{p0} の値は、植松ら⁽³⁾によれば次式で表わされるという。

$$\lambda_{p0} = k K R_e F_r^{-2} \frac{\gamma_p}{\gamma_a} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、

k = 定数

K = 混合比 $\left(= \frac{G_p}{G_a} \right)$

R_e = レイノルズ数

$$F_r^2 = \frac{u_a^2}{gD}$$

γ_p, γ_a = 粒体および空気の比重量 kg/m^3
つぎに水平輸送管路内で、一定速度および一定圧力

の空気流がある場合、その中におかれた粒体の運動方程式はつぎのようになる。

$$\left(\frac{\pi}{6} d_p^3\right) \frac{\gamma_p}{g} \alpha = C_d \left(\frac{\pi}{4} d_p^2\right) \frac{\gamma_a}{2g} (u_a - u_p)^2 - \lambda_p' \left(\frac{\pi}{6} d_p^3\right) \gamma_p \dots\dots\dots (3)$$

ここに、

α = 粒体の加速度 m/s^2

d_p = 粒体の直径 m

C_d = 抗力係数

λ_p' = 粒体の動摩擦係数

また終速度 u_m に対して、

$$\left(\frac{\pi}{6} d_p^3\right) \gamma_p = C_d \left(\frac{\pi}{4} d_p^2\right) \frac{\gamma_a}{2g} u_m^2 \dots\dots\dots (4)$$

(4) 式を (3) 式に代入すれば、

$$\alpha = \left\{ \frac{(u_a - u_p)^2}{u_m^2} - \lambda_p' \right\} g \dots\dots\dots (5)$$

(5) 式を積分して、

$$u_p = u_a - u_m \sqrt{\lambda_p'} \left\{ \frac{1 - ce^{-2\sqrt{\lambda_p'}(g/u_m)t}}{1 + ce^{-2\sqrt{\lambda_p'}(g/u_m)t}} \right\} \dots\dots (6)$$

ここに c は積分定数で、 $t_0 = 0$ のとき $u_p = u_{p0}$ あるいは $u_p = 0$ とすれば、

$$\varphi_{u_p=u_{p0}} = \frac{u_p}{u_a} = 1 - \frac{u_m}{u_a} \sqrt{\lambda_p'} \left\{ \frac{\left(\sqrt{\lambda_p'} - \frac{u_{p0}}{u_m} + \frac{u_a}{u_m}\right) - \left(\sqrt{\lambda_p'} + \frac{u_{p0}}{u_m} - \frac{u_a}{u_m}\right) e^{-2\sqrt{\lambda_p'}(g/u_m)t}}{\left(\sqrt{\lambda_p'} - \frac{u_{p0}}{u_m} + \frac{u_a}{u_m}\right) + \left(\sqrt{\lambda_p'} + \frac{u_{p0}}{u_m} - \frac{u_a}{u_m}\right) e^{-2\sqrt{\lambda_p'}(g/u_m)t}} \right\} \dots\dots (7)$$

$$\varphi_{u_p=0} = \frac{u_p}{u_a} = 1 - \frac{u_m}{u_a} \sqrt{\lambda_p'} \left\{ \frac{1 - \left(\frac{u_m \sqrt{\lambda_p'} - u_a}{u_a + u_m \sqrt{\lambda_p'}}\right) e^{-2\sqrt{\lambda_p'}(g/u_m)t}}{1 + \left(\frac{u_m \sqrt{\lambda_p'} - u_a}{u_a + u_m \sqrt{\lambda_p'}}\right) e^{-2\sqrt{\lambda_p'}(g/u_m)t}} \right\} \dots\dots\dots (7)'$$

(7) あるいは (7)' 式から輸送粒体の種類がきまれば、任意の風送速度 u_a に対する φ の時間的变化がわかり、粒体が輸送管路内に投入された後に定速定常分布状態に達するときの φ の値 φ_0 は、後述する要領にしたがって求まる。したがってこのときの粒体速度は $u_p = \varphi_0 u_a$ 、粒体の速度エネルギー損失係数は $\zeta_\alpha = \varphi_0^2$ となるから、この関係と (2) 式を用いて (1) 式を書きかえれば、

$$\Delta p = \gamma_a \left\{ \left(K \zeta_\alpha + \lambda_a \frac{L}{D} + 1 \right) \frac{u_a^2}{2g} + \frac{1}{2} k K^2 \frac{LD}{\nu} \frac{\gamma_p}{\gamma_a} u_a + \frac{K}{\varphi_0} L \frac{u_m}{u_a} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに ν は空気の運動粘性係数である。

しかして経済風送速度は、この圧力損失が最小となるべきときであるから、

$$\frac{d(\Delta p)}{du_a} = u_a + a - \frac{b}{u_a^2} = 0$$

$$\therefore u_a^3 + a u_a^2 + b = 0 \dots\dots\dots (9)$$

ここに、

$$a = \frac{\frac{1}{2} k K^2 \frac{LD}{\nu} \frac{\gamma_p}{\gamma_a}}{\frac{1}{g} \left(K \zeta_\alpha + \lambda_a \frac{L}{D} + 1 \right)}, \quad b = - \frac{\frac{K}{\varphi_0} L u_m}{\frac{1}{g} \left(K \zeta_\alpha + \lambda_a \frac{L}{D} + 1 \right)}$$

である。

(9) 式で任意の条件における a および b の値がきまれば, (9) 式を解いて経済風送速度をかなり正確に求めることができる。

しかし従来の実験⁽⁴⁾によれば, 低圧輸送の場合にフルード数が比較的大きいときは, さきに定義した摩擦係数 λ_{p0} を一定とみなしうる。

しかるときは使用した粒体のうちで終速度 u_m が最大なるものに対して, 風送速度 u_a をパラメータとする φ の時間的変化が図にかけるので, 第1図の矢印のように定速定常分布状態における φ_0 の値を求め, この値を用いて (1) 式を書きかえれば,

$$\Delta p = \gamma_a \left\{ \left(K\zeta_a + K\lambda_{p0} \frac{L}{D} + \lambda_a \frac{L}{D} + 1 \right) \frac{u_a^2}{2g} + K \frac{L}{\varphi_0} \frac{u_m}{u_a} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

となるから, このときの経済風送速度を u_a^* とすればつぎのようになる。

$$u_a^* = \sqrt[3]{\frac{g \left(\frac{K}{\varphi_0} \right) L u_m}{K \left(\varphi_0^2 + \lambda_{p0} \frac{L}{D} \right) + \lambda_a \frac{L}{D} + 1}} \dots\dots\dots (11)$$

第 1 図

第 1 表

試 料	粒径 (メッシュ)	終 速 度 m/s
砂	35 ~ 60	1.8 ~ 0.9
	60 ~ 80	0.9 ~ 0.6
	80 ~ 100	0.6 ~ 0.55
	100 ~ 150	0.55 ~ 0.4
	150 ~	0.4 ~
ア ル ミ 粉	100 ~ 150	0.8
塩 化 ビ ニ ル 粉	150 ~	0.48

このような経済風送速度はすでに上滝⁽⁵⁾も求めているが, (11) 式では分母に新しく $K\lambda_{p0} \frac{L}{D}$ の項が導入され, より実際に近い値が得られるものと考えられる。しかしながら輸送距離が比較的に短い場合には, u_a^* の値も小さくなるので, (11) 式は $u_a^* > u_{pm}$ となるような L 以上でないと無意味となる。この実験に際してはあらかじめ粒体の限界風速 u_{pm} を求めておき, 実験風送速度はつねにそれより大きく選ぶようにした。

3. 実験結果とその考察

第2図は実験装置の概略図で, 前述の点を考慮して選んだ風速で本管上流の管路内へ粒体を定常的に供給し, 本管と支管へ分流した粒体をサイクロンで捕集した。管路内を流れる空気量は実験分岐管路の前後に設けたオリフィスによって測定し, その流量比は管路末端における弁①および②によって任意に加減した。

実験に用いた粒体は第1表に示すとおりで, それぞれの終速度は第3図のような方法で実測した値である。

この分岐管で流れの方向に直角な開口面積の比 $\frac{\text{本管上流断面面積}}{\text{支管断面面積}} = \frac{F_a}{F_b}$ を面積比 M とする。

まず分岐部にダンパを設けずに空気流量比のみを変え, 粒体の分流状況を調べた結果を第4図および第5図に示す。図からわかるように空気流量比 $S = \frac{G_b}{G_a}$ が極端に小さい部分 (約0.2以下) と大きい部分 (約

第 2 図

第 3 図

第 4 図

第 5 図

0.8 以上)を除く他の部分では、空気の流量変化に対して粒体の分流比 $\pi = \frac{G_{pb}}{G_p}$ にほとんど増減が認められない。これは分流部における気流の急激な偏向に対して、粒体の大半が慣性作用のため空気流から分離してしまうことに起因する。また支管への空気分流量が少い場合、やや急激に粒体の分流比 π が減少するのは、空気流によって粒体を本管側へ押しやる力が大きくなり、支管側への粒体の慣性効果が減殺されるからで、終速度の小さい粒体ほど減少の割合が大きくなるが、これは粒体自身も偏向気流に乗りやすくなるためと考えられる。

また S が大きい部分で π がやや増大する現象は、 S が小さい部分における場合と全く同じ理由によるが、その度合が幾分ゆるいのは、 S の増大とともに支管側の分流抵抗が急激に上昇する⁽¹⁾ため、粒体の流動抵抗もかなり大きくなるからであると思われる。

以上の結果から輸送管路の分岐部にダンパ等の装置を設けずに、単に空気流量比のみを変えて、粒体を輸送本管から支管へ分流させることは、分流後も粒体が輸送されねばならない実用範囲ではほとんど不可能であること、またこの場合の粒体の分流比は流れに直角な開口面積比 M の値にほぼ逆比例することがわかる。

4. ダンパの分流効果

そこで第 2 図 (b) に示したように、ダンパの代りに先端角度 δ を 30° , 60° および 90° の 3 種類に切落した斜板を、管路の分岐部にそう入して実験した結果を第 6~8 図に示す。この結果から管路の分岐部にダンパを設ければ、ダンパ角度と空気流量比の変化とを併用して、輸送粒体の分流比を相当広範囲に調節するこ

第 6 図

とが可能となる。

さて斜板にあたる気流は無限幅の二次元流れにおいては、沈滞点を境として左右に分流し、これを z 平面上の流れとすれば、複素関数を $e^{i\delta}\zeta + \frac{a^2}{e^{i\delta}\zeta} = 2z$ と選ぶことによって、 ξ, η を二軸とする ζ 平面上に先端を半円とする平板のまわりの平行流として写像することができ、沈滞点は z 平面の原点から $a \cos \delta$ の位置にある。しかしながら有限幅の閉ざされた管路内では、空気流量比の変化に応じて δ がみかけ上変るから、沈滞点もそれに依じて変化する。

第9図(a)および(b)は本管風速 $u_a = 10$ m/s, 面積比 $M = 3.0$, ダンパ角度 $\delta = 90^\circ$ のとき、空気流量比が変化する場合の流れの模様を写真にとった結果から、沈滞点の移動がはっきりするように流線をもって示したものである。したがって z 平面上の流れと ζ 平面上の流れとの関係は、 δ を $\delta^* = f(S)$ としてつぎのように表わすことができる。

$$\left. \begin{aligned} \left(r + \frac{a^2}{r}\right) \cos(\theta + \delta^*) &= 2\rho \cos \Theta \\ \left(r + \frac{a^2}{r}\right) \sin(\theta + \delta^*) &= 2\rho \sin \Theta \end{aligned} \right\} \dots\dots (12)$$

ここに ρ および Θ は z 平面における写像点の原点よりの距離および幅角、 r および θ は ζ 平面における円の半径($r \geq a$)および幅角である。

いま S が0および1なる境界条件を満足する δ^* は $\delta^* = 2\delta(1-S)$ で与えられ、このときの沈滞点は $a \cos \delta^*$ となり、斜板まで輸送されてきた粒体は、この点を境にして衝突後左右に分かれることが写真に示されている。

しかし実験結果によればこの沈滞点に分かれた粒体は、そのとおりに支管側に輸送されないで、いくらか本管側に押し流される。この傾向は粒体の終速度が小

第 7 図

さいものほど、また S が小さいときほど大きい。これは衝突後反発された粒体がほとんど慣性力を失うため、偏向する気流に比較的容易に乗せられることによるもので、 S が大きくなればこの傾向はほとんどなくなる。

つぎに管路内を輸送される粒体は、拡散の法則にしたがって流動方向と直角な面内に対して、指数曲線的濃度分布を示すが⁽⁶⁾、この実験の場合のように、支管を本管と同一水平面内に設けたときはこの点の考慮は

第 8 図

(a) 空気流量比 S を0.5より小さくした場合

(b) 空気流量比 S を0.5とした場合

第 9 図

必要なく、混合比 K も粒体分流比に直接関係がないので、さきに述べた結果を総合してつぎのような実験式を導いた。なお第 6~8 図における実線はこの実験式による値である。

粒体分流比

$$\left. \begin{aligned} \pi &= \left(\frac{1}{M} - \phi \right) + \frac{a}{L_1} (1 + \cos \delta^*) \sin \delta \\ \delta^* &= 2\delta(1-S), \phi = 0.015(1-S)e^{1/u_m} \end{aligned} \right\} \dots\dots (13)$$

実験範囲

$$K=0.2 \sim 1.0, u_a < 20 \text{ m/s}, 0.15 < S < 0.85$$

つぎにある空気流量比 S に対して最大の粒体分流比を与える角度は、

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \pi}{\partial \delta} \right) &= \frac{a}{L_1} \frac{\partial}{\partial \delta} (1 + \cos \delta^*) \sin \delta = 0 \\ \therefore \frac{1 + \cos A\delta}{A \sin A\delta} &= \tan \delta \dots\dots (14) \\ A &= 2(1-S) \end{aligned}$$

この式を満足する角度 δ_m で与えられる。

第 10 図は (14) 式を線図に表わしたもので、これはさらに第 11 図の半対数紙上に直線で表わされるので、つぎのように数式表示することができる。

$$\delta_m = 36.5e^S \dots\dots (15)$$

しかし普通ダンパ角度 δ の変化によって、空気流量比も大きく変化するので、もし粒体の分流と同時に空気の流れが問題となる場合には、ダンパが第 11 図に示すような特性に近い形状のものを選べば調節が非常に容易となる。

5. 結 論

- i) 同一水平面に設けられた空気輸送本管から支管へ粒体を分流する場合に、管路分岐部にダンパ等を設けずに空気流量比の変化だけでは、粒体分流の目的はほとんど達成できない。
 - ii) 輸送管路の分岐部にダンパを設けて、その開き角度と空気流量比の変化を併用すれば、そうとう広範囲に粒体分流比を調節することができる。
 - iii) 空気流量比に対して最大の粒体分流比をうるダンパ角度に言及し、これを数式表示するとともに、粒体分流比に関する実験式を導いた。
- 水平本管から支管を上向きまたは下向きに設ける場合には、濃度分布の影響を無視することができないの

第 10 図

第 11 図

で、これについては第 2 報で述べることにする。

文 献

- (1) 新津, 後藤, 倉橋, 宮岡, 衛生工業協会誌, **30**, 5 (昭 31-5), 191; **31**, 2 (昭 32-2), 67.
- (2) 森, 粉体工学 (昭 33), 65, 日刊工業新聞社.
- (3) 植松, 関西支部第 33 期定時総会講演会前刷 (昭 33-3), 35.
- (4) 菅原, 吉川, 中内, 機械学会論文集, **24**, 145 (昭 33-9), 663; W. Barth, *Chemie Ing-Techn.*, **26**, 1 (1954-1), 34.
- (5) 上滝, 機械学会誌, **53**, 383 (昭 25-12), 495.
- (6) 池森, エハラ時報, **4**, 2 (昭 30-6), 2.